Физическое образование в вузах. 2001.- Т.7. - В.2. - С.15-27

О ЛОКАЛИЗАЦИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС В ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

В.П.Рябухо, О.А.Перепелицына
Саратовский государственный университет,
Институт проблем точной механики и управления РАН

410026, Саратов, Московская, 155; E-mail: rvp@sgu.ru

Обсуждаются методические вопросы интерпретации эффекта локализации интерференционных полос в частично когерентном свете. Рассматривается проявление пространственной когерентности света в интерферометрах с делением по амплитуде. Показано, что учет взаимного пространственного сдвига интерферирующих полей позволяет непосредственным образом связать пространственное изменение видности интерференционных полос в области их локализации с функцией пространственной когерентности света. Приведены теоретические оценки и экспериментальные результаты для продольного распределения видности полос в области локализации в интерферометре Майкельсона с протяженным источником белого света.

Как известно, полосы интерференции, наблюдаемые в частично когерентном свете в интерферометрах с делением по амплитуде, пространственно локализованы [1-3]. В этом эффекте отчетливо проявляется ограниченность пространственной или временной когерентности света, поэтому в учебниках по оптике ему обычно уделяется достаточно внимания[1]. Вместе с этим нужно отметить некоторые методические трудности и различия в объяснении физических причин возникновения локализованных интерференционных полос. В основном это касается влияния конечных размеров источника света, т.е. пространственной когерентности излучения. Можно выделить два используемых подхода, неравномерно представленных в учебной литературе.

В первом из них [1-3,6-8] рассматривается некогерентное наложение пространственно смещенных из-за различия фазовых сдвигов элементарных интерференционных картин, возникающих от каждой точки протяженного источника света. Применение этих представлений приводит к правильным результатам в определении положения поверхности максимального контраста полос – поверхности, где отсутствует взаимное смещение элементарных интерференционных картин или оно минимально. Основной недостаток этого подхода заключается в сложности анализа и, главное, в отсутствии в нем непосредственной связи эффекта локализации полос со степенью пространственной когерентности света, поскольку рассматривается или сложение картин по интенсивности, или вариации разности фаз элементарных волн от различных точек источника.

Во втором подходе [9] непосредственным образом используется параметр пространственной когерентности освещающего излучения - радиус пространственной когерентности ρ_c - для определения положения поверхности максимального контраста полос и границ их области локализации. Именно с позиций взаимной когерентности пересекающихся в данной точке пространства лучей света определяется результат интерференции волн.

Оба подхода приводят к одинаковым результатам - поверхность максимального контраста полос лежит на пересечении множества пар лучей (соответственных лучей [10]), полученных делением исходных падающих лучей света. Тем не менее, рассмотрение в рамках второго подхода, на наш взгляд, в большей степени отвечает

[1] Однако в некоторых учебниках [4,5] почему-то отсутствует обсуждение этого важного оптического эффекта.

физическим реалиям, поскольку в нем, фактически, используются представления об интерференции возмущений, создаваемых в некоторой точке пространства в результате одновременного действия элементарных волн от множества точечных излучателей протяженного источника света. Такие представления неминуемым образом приводят к учету взаимной когерентности возмущений и, следовательно, к учету степени когерентности (автокогерентности) освещающего поля, поскольку интерферирующие волны получают путем амплитудного деления исходной волны.

Настоящая работа посвящена развитию второго из вышеупомянутых подходов в анализе эффекта локализации интерференционных полос, установлению количественной связи между контрастом полос, протяженностью области локализации и функцией пространственной когерентности излучения теплового источника света.

Классическим оптическим устройством по наблюдению локализованных интерференционных полос служит тонкий оптический клин. На рис.1 показана схема отражения света протяженного источника S от двух поверхностей оптического клина.

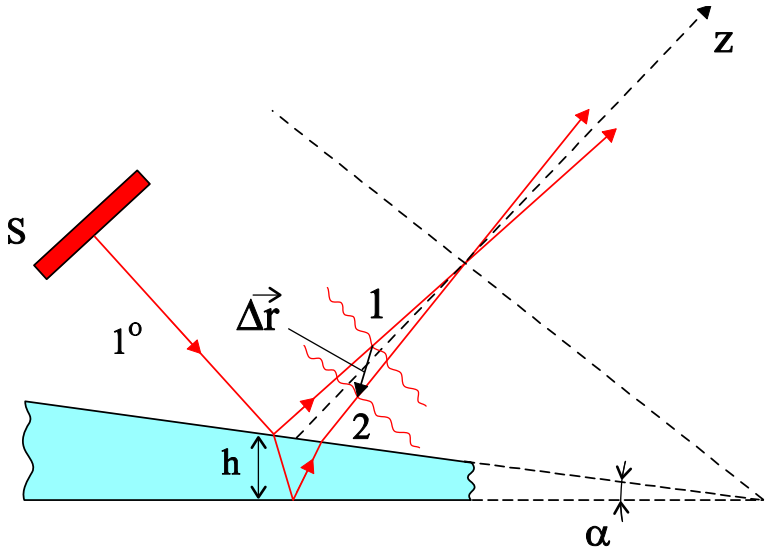

Рис.1. Схема отражения светового поля протяженного источника от оптического клина.

Из всей совокупности лучевых направлений на рис.1. выделен центральный луч 1^0, совпадающий с основным направлением распространения световой волны от источника. Лучами 1 и 2 обозначены направления распространения волн, отраженных поверхностями клина. Две одинаковые волнистые линии обозначают волновые поверхности этих полей и показывают их относительное пространственное смещение (вектор $\Delta\vec{r}_{\square}$). Волнистостью этих линий подчеркивается сложность формы волновых поверхностей светового поля, одновременно формируемого множеством элементарных некогерентных излучателей протяженного источника. Можно выделить два компонента взаимного смещения волновых полей – поперечный $\Delta\vec{r}_{\perp}$ и продольный $\Delta\vec{r}_{\square}$ – относительно центрального направления распространения отраженных волн, обозначенного на рис.1 осью z. Продольный компонент $\Delta\vec{r}_{\square}$ в основном определяется местной толщиной клина h и его показателем преломления n; при приближении к ребру клина, очевидно, $\Delta\vec{r}_{\square} \to 0$. Поперечный компонент $\Delta\vec{r}_{\perp}$ линейно изменяется вдоль направления z в зависимости от угла клина α. Из геометрических построений видно, что $\Delta\vec{r}_{\perp} = 0$ на некоторой плоскости Э, в которой пересекаются лучи 1 и 2, полученные путем деления исходных падающих лучей отражением от поверхностей клина. Обозначая через

l расстояние от этой плоскости до рассматриваемого сечения поля, для $\Delta\vec{r}_\perp$ можно записать $\left|\Delta\vec{r}_\perp\right| = 2nl\alpha$, где n - показатель преломления клина. На ребре клина и $\Delta\vec{r}_\perp = 0$, и $\Delta\vec{r}_\square = 0$.

Взаимное смещение волновых фронтов идентичных световых волн, отраженных от клина, приводит к тому, что в данной точке пространства складываются в определенной степени отличающиеся возмущения, создаваемые этими полями. Степень отличия этих колебательных электромагнитных процессов носит статистический характер и определяется функцией взаимной когерентности полей [1,11-13]. Поскольку возмущения создаются идентичными полями, образованными амплитудным делением исходного освещающего поля, то функция взаимной когерентности этих возмущений совпадает с функцией автокогерентности одного из полей с аргументом $\Delta\vec{r}$. Таким образом, результат интерференции волн, отраженных от оптического клина, т.е. контраст V наблюдаемых интерференционных полос, определяется степенью когерентности светового поля $\gamma_{12}(\Delta\vec{r})$ в рассматриваемой области пространства, величиной и направлением пространственного сдвига интерферирующих полей $\Delta\vec{r}$, $V \sim \left|\gamma_{12}(\Delta\vec{r})\right|$.

Полосы максимального контраста наблюдаются там, где $\Delta\vec{r} = 0$ и $\gamma_{12} = 1$. В этих точках пространства создаются пары пространственно совпадающих идентичных, полностью согласованных (когерентных) возмущений, интерференция которых приводит к образованию высококонтрастных полос модуляции интенсивности. Взаимный пространственный сдвиг полей $\Delta\vec{r}$ приводит к снижению взаимной степени когерентности возмущений в данной точке пространства и, как следствие, к снижению контраста полос V. Если сдвиг $\Delta\vec{r}$ превысит радиус когерентности ρ_c поля, то возмущения становятся некогерентными и полосы исчезают. Таким образом, интерференционная картина в частично когерентном свете приобретает пространственно локализованный характер.

Необходимо отметить, что пространственный сдвиг между интерферирующими полями возникает во всех случаях, когда тем или иным образом формируются интерференционные полосы конечной ширины, поскольку пространственные вариации разности фаз $\Delta\Phi(\vec{r})$, необходимые для образования полос, возникают при взаимном наклоне (локальном или глобальном) волновых фронтов полей. При этом величина сдвига всегда изменяется в пространстве, $\Delta\vec{r}(\vec{r})$.

Из вышеприведенных суждений следует, что контраст интерференционных полос и протяженность их области локализации определяется соотношением между величиной пространственного сдвига и размером области когерентности полей в направлении сдвига. Объем области когерентности светового поля обычно оценивается соотношением $\sim l_c\rho_\perp^2$, где l_c - длина временной когерентности, которая определяет продольный размер области когерентности, а $\rho_\perp$ - радиус поперечной пространственной когерентности, определяющий поперечные размеры области когерентности светового поля. Длина временной когерентности зависит от ширины спектрального контура излучения $\Delta\lambda$, $l_c \approx \bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$, а $\rho_\perp$ определяется угловыми размерами θ источника света, $\rho_\perp \approx \bar{\lambda}/\theta$, где $\bar{\lambda}$ - средняя длина волны [1]. В большинстве физических экспериментов с тепловыми источниками света именно эти параметры ограничивают область когерентности светового поля. Однако при сравнительно большом угловом размере источника θ и малом спектральном интервале $\Delta\lambda$ продольный размер области когерентности может ограничиваться радиусом продольной пространственной когерентности света [14,15], величина которого определяется не спектральным составом излучения, а угловыми

размерами источника[2], и оценивается соотношением $\rho_{\square} = 8\bar{\lambda}/\theta^2$ [14]. Если располагаем таким источником, что $l_c > \rho_{\square}$, то объем области когерентности светового поля $\sim \rho_{\square}\rho_{\perp}^2$. Увеличение l_c связано с использованием узкополосных спектральных фильтров и, следовательно, с существенным уменьшением интенсивности используемого света. Поэтому на практике чаще всего имеем $l_c < \rho_{\square}$. Однако, используя лазерное излучение с большой длиной когерентности l_c, прошедшее через подвижный рассеиватель, легко смоделировать ситуацию, когда $l_c >> \rho_{\square}$. В эксперименте с наблюдением полос равного наклона, локализованных на бесконечности, как отмечается ниже, мы неминуемо сталкиваемся с проявлением продольной пространственной когерентности.

В эксперименте с оптическим клином будем полагать, что продольный размер области когерентности ограничивается длиной временной когерентности l_c. Тогда для наблюдения интерференционных полос необходимо выполнение условий $\Delta r_{\square} < l_c$ и $\Delta r_{\perp} < \rho_{\perp}$. При этом под $\Delta r_{\square}$ понимается оптическая разность хода, равная при освещении клина по нормали $\Delta r_{\square} = 2nh$, где n - показатель преломления клина. Таким образом, в поперечном направлении протяженность области локализации полос ограничивается временной когерентностью. Поскольку $h \approx \alpha x$ (x - расстояние от ребра клина), то для поперечных размеров области локализации полос получаем $x_L = \bar{\lambda}^2/2n\alpha \cdot \Delta\lambda$ или $x_L = \bar{\lambda}\Lambda/\Delta\lambda$, где $\Lambda = \bar{\lambda}/2n\alpha$ - период полос.

В продольном направлении протяженность области локализации определяется пространственной когерентностью из условия $\pm\Delta r_{\perp} = \rho_{\perp}$. Поскольку $\Delta r_{\perp} = 2nl\alpha$, то, пренебрегая изменением θ в малой области вдоль направления распространения отраженных от клина волн, для продольного размера области локализации получаем $L = \bar{\lambda}/n\alpha\theta$. Для достаточно удаленного источника глубину области локализации полос можно считать постоянной во всем отраженном от клина пучке света. В связи с этим отметим досадную неточность в рис.122.4 учебника [9], из которого следует, что протяженность области локализации полос стремится к нулю при приближении к ребру клина: на рисунке плоскости практически нулевого контраста Э′ и Э″ пересекаются на ребре клина, когда они должны быть практически параллельными плоскости максимального контраста полос Э (см. рис.1).

Полосы интерференции, формируемые с помощью оптического клина, чаще всего наблюдают в области действительного изображения клина. Оптическая система может ограничивать эффективные размеры источника, если ее угловая апертура θ_a меньше угловой апертуры источника $\theta > \theta_a$. В этом случае протяженность области локализации полос, отнесенная к пространству клина, определяется угловой апертурой оптической системы, $L = \bar{\lambda}/n\alpha\theta_a$.

Интерференционные полосы, образуемые оптическим клином, могут быть получены разными способами, в том числе и с помощью интерферометра Майкельсона [1], что предоставляет дополнительные возможности для более детального изучения обсуждаемых оптических эффектов. На рис.2 приведена схема этого интерферометра с плоскими зеркалами и протяженным полихроматическим источником света. Для

---

[2] В учебной и монографической литературе, как правило, не рассматривается продольная пространственная когерентность светового поля. Нам известны только две работы [14,15], в которых приведено формальное обсуждение этого понятия.

наблюдения интерференции волн, отраженных зеркалами M_1 и M_2 интерферометра, необходимо в первую очередь, чтобы разность хода этих волн в плечах интерферометра Δ была меньше длины когерентности используемого света, $\Delta < l_c$. Предположим, что для центрального луча света плечи интерферометра выровнены и $\Delta = 0$. Для наблюдения интерференционных полос конечной ширины необходимо между интерферирующими волнами тем или иным способом создать изменяющуюся в пространстве разность фаз $\Delta\Phi(\vec{r})$. Это можно сделать наклоном на небольшой угол α одного из зеркал интерферометра, что приводит к образованию воздушного клина между изображениями зеркал в делителе [1,9].

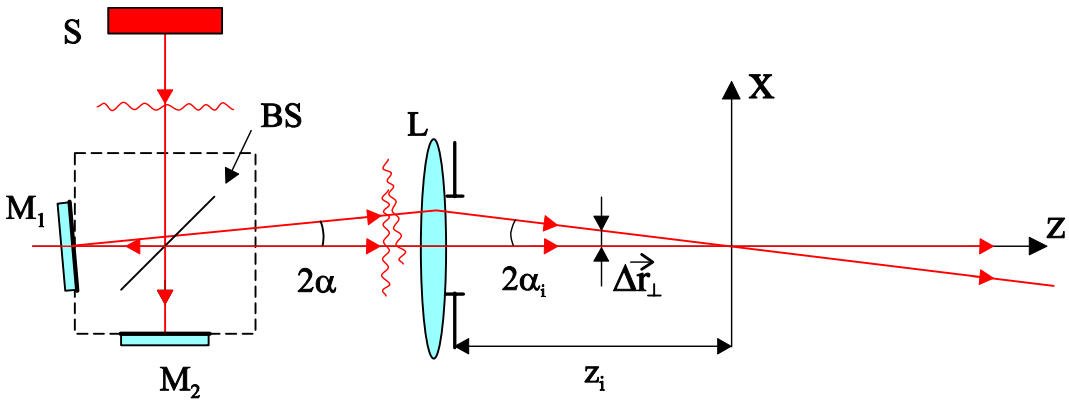

Рис.2. Интерферометр Майкельсона для исследования влияния временной и пространственной когерентности света на видность интерференционных полос в области их локализации: *S* - протяженный источник полихроматического света; M_1 и M_2 - плоские зеркала; *BS* - делитель пучка; *L* - собирающая линза; *X* - плоскость максимального контраста полос (плоскость изображения зеркал).

Кроме фазового сдвига наклон зеркала приводит к повороту всей отраженной от него волны на угол 2α вокруг оси наклона. Это означает, что с удалением от зеркала отраженная волна испытывает поперечный сдвиг $\Delta r_\perp \approx 2\alpha z$, где z – расстояние от зеркала. Таким образом, на выходе интерферометра распространяются две идентичные, полностью взаимно когерентные волны с разностью фаз $\Delta\Phi(\vec{r})$ и имеющие отличающиеся на угол 2α направления распространения и, следовательно, имеющие изменяющийся вдоль оси *z* взаимный поперечный сдвиг $\Delta r_\perp(z)$.

С учетом разности фаз и взаимного сдвига световых полей на выходе интерферометра для возмущений, создаваемых этими полями в данной точке пространства, в скалярном приближении можем записать

$$E_2(\vec{r},t) = K \cdot E_1(\vec{r} - \Delta\vec{r}, t - \Delta t)\exp\left[i\Delta\Phi(\vec{r})\right], \qquad (1)$$

где Δt – взаимная временная задержка волн в плечах интерферометра; $\Delta\vec{r}$ - взаимный сдвиг полей; K – коэффициент амплитудного деления исходной волны в интерферометре. Уравнение (1) означает, что интерферирующие поля идентичны по своей пространственной и временной амплитудно-фазовой структуре и поэтому они полностью когерентны, если рассматривать возмущения, создаваемые полями в соответственных точках, т.е. рассматривать согласованность колебаний в точке $\vec{r}$ для поля $E_1(\vec{r},t)$ и, соответственно, в точке $\left(\vec{r} + \Delta\vec{r}\right)$ для поля $E_2(\vec{r},t)$.

Взаимный пространственный сдвиг этих идентичных полей приводит к тому, что они накладываются своими несоответственными участками, колебательные процессы в

которых имеют определенную степень рассогласованности из-за ограниченной области пространственной когерентности света. Следствие этого - снижение контраста полос интерференции.

Сдвиг между полями, вносимый интерферометром, как уже отмечалось выше, изменяется в пространстве $\Delta\vec{r}(\vec{r})$. С точки зрения влияния этого сдвига на контраст интерференционных полос важно соотношение между величиной сдвига $\left|\Delta\vec{r}\right|$ и радиусом пространственной когерентности ρ_c поля в направлении сдвига в данной области пространства [3]. Если $\left|\Delta\vec{r}\right| << \rho_c$, то можно считать $\Delta r \approx 0$ и, следовательно, возмущения, создаваемые полями в этой области, взаимно когерентны, и наблюдаются полосы максимального контраста. Если $\Delta\vec{r}$ превысит радиус пространственной когерентности, $\left|\Delta\vec{r}\right| > \rho_c$, то нарушается взаимная когерентность накладываемых друг на друга полей и полосы исчезают.

Для формализации вышеприведенных представлений воспользуемся выражением (1) и принципом суперпозиции полей, записывая основное уравнение интерференции для интенсивности $I(\vec{r})$ результирующего поля в виде

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &= \left\langle \left| E_1(\vec{r},t) + E_2(\vec{r},t) \right|^2 \right\rangle = \\ &= I_1(\vec{r}) + K^2 I_1(\vec{r}-\Delta\vec{r}) + 2K\,\mathrm{Re}\left\{ E_1(\vec{r},t) E_1^*(\vec{r}-\Delta\vec{r},t-\Delta t) \exp\left[i\Delta\Phi(\vec{r}) \right] \right\} = , \\ &= I_1(\vec{r}) \left[1 + K^2 + 2K \left| \gamma_{12}(\Delta\vec{r},\Delta t) \right| \cos\left(\Delta\Phi(\vec{r}) + \alpha_0 \right) \right] \end{aligned} \qquad (2)$$

где $I_1(\vec{r}) = \left\langle \left| E_1(\vec{r},t) \right|^2 \right\rangle$ - интенсивность первого поля; угловые скобки $\langle ... \rangle$ означают усреднение по времени; для $I_2(\vec{r})$ использовано соотношение (1), $I_2(\vec{r}) = I_1(\vec{r}-\Delta\vec{r})$, и выполняемое в большинстве случаев соотношение $I_1(\vec{r}) \approx I_1(\vec{r}-\Delta\vec{r})$, справедливое в силу малости величины $\Delta\vec{r}$ по сравнению с обычно крупномасштабными измерениями функции $I_1(\vec{r})$ в световых пучках;

$$\gamma_{12}\left(\Delta\vec{r},\Delta t\right) = \frac{\left\langle E_1(\vec{r},t) E_2^*(\vec{r},t) \right\rangle}{\left[I_1(\vec{r}) I_2(\vec{r}) \right]^{1/2}} = \frac{\left\langle E_1(\vec{r},t) E_1^*(\vec{r}-\Delta\vec{r},t-\Delta t \right\rangle}{\left[I_1(\vec{r}) I_1(\vec{r}-\Delta\vec{r}) \right]^{1/2}} - \qquad (3)$$

комплексная степень когерентности света, $\alpha_0 = \arg\left(\gamma_{12}(\Delta\vec{r},\Delta t) \right)$. Если взаимная временная задержка волн в интерферометре $\Delta t << \tau_c$, где τ_c - время когерентности (плечи выровнены), то контраст полос определяется нормированной функцией пространственной когерентности света $\gamma_{12}(\Delta\vec{r})$ для данного направления и величины взаимного сдвига полей $\Delta\vec{r}$.

Определим положение и протяженность области локализации полос и пространственное распределение видности полос в ней. Сделаем простые оценки. Радиус пространственной когерентности ρ_c определяется угловыми размерами источника света θ, видимого отраженным в зеркалах интерферометра из данного сечения поля,

---

[3] Если источник света имеет не круглую форму, а, например, форму щели, то поле излучения такого источника приобретает статистическую анизотропию, которая выражается в том, что радиус пространственной когерентности поля в направлениях перпендикулярно и вдоль щели имеет разные значения.

$\rho_c \approx \bar{\lambda}/\theta$. Пусть период ожидаемых интерференционных полос равен $\Lambda \approx \bar{\lambda}/2\alpha = 2$ *мм*, тогда на выходе из интерферометра на расстоянии $z = 50$ *мм* имеем сдвиг полей $\Delta r_\perp = z\,\bar{\lambda}/\Lambda = 12.5$ *мкм*. Необходимые угловые размеры источника определяются из соотношения $\rho_c > \Delta r_\perp \leftrightarrow \theta < 0.04$. При расстоянии $z_s = 100$ *мм* от изображения источника в зеркале до рассматриваемого сечения пучка света на выходе интерферометра диаметр источника должен быть $D_s < 4$ *мм*. Для круглого источника с равномерной светимостью в соответствии с теоремой Ван-Циттерта-Цернике функция пространственной когерентности определяется выражением [1,11-13]

$$\gamma_{12}(\Delta r_\perp) = 2\frac{J_1(u)}{u}, \quad u = \frac{\pi D_s}{\bar{\lambda} z_s}\Delta r_\perp, \tag{4}$$

где $J_1(u)$ – функция Бесселя первого порядка. При сделанных оценках $u = \pi$ и контраст полос равен $V = 0.2$ при $K = 1$.

Интерференционные полосы максимального контраста наблюдаются в области действительного изображения зеркал интерферометра, где практически отсутствует взаимный сдвиг полей $\Delta r_\perp = 0$ (см. рис.2). Из-за взаимного наклона зеркал разность хода Δ волн в плоскости изображения изменяется в перпендикулярном полосам направлении и поэтому в этом направлении область локализации полос может оказаться ограниченной, если разность хода Δ достигнет длины когерентности l_c, $\Delta \geq l_c$ (рис.3). Если период полос в плоскости изображения равен $\Lambda_i = \bar{\lambda}/2\alpha_i$, $2\alpha_i$ – угол взаимного наклона полей в плоскости изображения, то для протяженности $2x_L$ области локализации полос в этой плоскости можем записать

$$\Delta = l_c \leftrightarrow \frac{\bar{\lambda}}{\Lambda_i}x_L = \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda} \leftrightarrow 2x_L = 2\frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda}\Lambda_i. \tag{5}$$

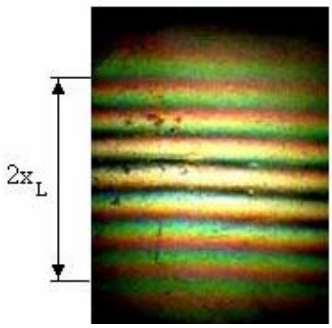

Рис.3. Интерференционные полосы, наблюдаемые в белом свете в плоскости действительного изображения зеркал интерферометра Майкельсона при нулевой разности хода по оптической оси интерферометра.

Вдоль оптической оси системы протяженность области локализации полос ограничивается влиянием пространственной когерентности света, поскольку вне плоскости изображения зеркал интерферирующие поля приобретают взаимный поперечный сдвиг, линейно увеличивающийся при удалении от изображения, $\Delta r_\perp = 2\alpha_i l = \bar{\lambda} l/\Lambda_i$, где l – расстояние от изображения до рассматриваемого сечения поля. Как только сдвиг сравняется с поперечным радиусом пространственной когерентности $\rho_\perp$ в данном сечении поля, то полосы практически исчезнут. Таким образом, интерференционные полосы в пространстве изображений приобретают отчетливую локализацию с максимальным контрастом в плоскости изображения зеркал интерферометра.

Учет взаимного сдвига интерферирующих полей позволяет достаточно просто и наглядно связать видность наблюдаемых полос со степенью пространственной когерентности света и в явном виде получить функцию продольного (вдоль оптической оси) распределения видности полос в области их локализации. Для этого необходимо, используя теорему Ван-Циттерта-Цернике для поля в пространстве изображений, в явном виде записать функцию пространственной когерентности и в качестве ее аргумента использовать взаимный сдвиг полей $\Delta r_{\perp}(z)$, изменение величины которого вдоль оптической оси известно в явном виде.

Для пространства изображений выходной зрачок оптической системы можно рассматривать в качестве вторичного протяженного некогерентного источника света. Если угловые размеры самого источника больше угловой апертуры изображающей системы $\theta > \theta_a$, то необходимо использовать всю площадь выходного зрачка как вторичного источника. Предположим, что оптическая система имеет прямоугольную апертуру, ориентированную параллельно интерференционным полосам и имеющую ширину d перпендикулярно полосам. Тогда, используя теорему Ван-Циттерта-Цернике, для степени пространственной когерентности света в пространстве изображений и, следовательно, для контраста интерференционных полос получим выражение

$$V(z) = \gamma_{12}(\Delta r_{\perp}) = \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi d}{\bar{\lambda} z}\left|\Delta \vec{r}_{\perp}\right|\right) = \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi d}{\bar{\lambda} z}\left(z - z_i\right)\frac{\bar{\lambda}}{\Lambda_i}\right), \tag{6}$$

здесь z – расстояние от выходного зрачка системы до рассматриваемого сечения поля, z_i – расстояние от зрачка до плоскости изображения.

Границы области локализации полос определяются из условия равенства нулю *sinc*-функции: $\pi d\left(1 - z_i/z\right)/\Lambda_i = \pm\pi$ Отсюда получаем два значения координаты z для границ области локализации полос:

$$z_1 = z_i \Big/ \left(1 + \frac{\Lambda_i}{d}\right), \quad z_2 = z_i \Big/ \left(1 - \frac{\Delta_i}{d}\right), \tag{7}$$

Границы области локализации полос, как это следует из (7), расположены не симметрично относительно плоскости изображения зеркал – плоскости максимального контраста. Абсолютные значения расстояний от плоскости изображения до границ области локализации l_1 и l_2 и общая протяженность области локализации L определяются соотношением

$$L = l_1 + l_2 = z_i \frac{\Lambda_i/d}{1 + \Lambda_i/d} + z_i \frac{\Lambda_i/d}{1 - \Lambda_i/d} = 2 z_i \frac{\Lambda_i/d}{1 - \left(\Lambda_i/d\right)^2}. \tag{8}$$

Несимметричность области локализации полос имеет достаточно простое объяснение. Радиус поперечной пространственной когерентности $\rho_{\perp}$ в пространстве изображений определяется с использованием (6) из условия равенства нулю первой *sinc*-функции: $\pi d \Delta r_{\perp}/\bar{\lambda} z = \pi \rightarrow \rho_{\perp} = \bar{\lambda} z/d$. Таким образом, при удалении от плоскости изображения в направлении выходного зрачка взаимный сдвиг интерферирующих полей возрастает при уменьшении радиуса их пространственной когерентности и нарушение взаимной когерентности полей наступает быстрее, чем при удалении от изображения в противоположную сторону, где оба: и взаимный сдвиг, и радиус когерентности - одновременно возрастают.

На рис.4 представлены экспериментальные данные и теоретические кривые изменения контраста полос вдоль оптической оси системы, полученные при различных отношениях d/Λ_i (при различных периодах полос Λ_i и при постоянной ширине d выходного зрачка). Асимметричность области локализации наиболее отчетливо проявляется при относительно больших периодах полос. При $d/\Lambda_i \to 1$ расстояние $l_2 \to \infty$ и вся область локализации оказывается практически ограниченной только со стороны линзы.

В уравнении (6) для контраста полос использовано равенство контраста не модулю степени когерентности $\left|\gamma_{12}(\Delta\vec{r}_\perp)\right|$, а самому значению γ_{12}. Дело в том, что в рассматриваемой схеме степень когерентности для оптической оси системы получается действительной функцией и в соответствии с (2) для контраста полос можем использовать эту действительную функцию. Изменение знака $\gamma_{12}(\Delta\vec{r}_\perp)$ в (6) следует интерпретировать как эффект обращения контраста полос – светлые и темные полосы меняются местами, что с формальной точки зрения эквивалентно сдвигу фазы интерференционных полос на π радиан. В рассматриваемом эксперименте обращение контраста полос наблюдалось в виде характерных ветвлений полос в малой области пространства.

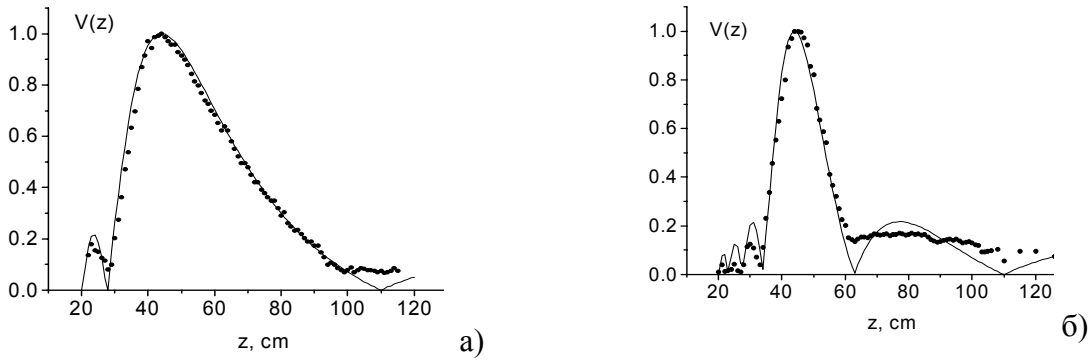

Рис.4. Изменение степени взаимной пространственной когерентности интерферирующих волн и, соответственно, контраста интерференционных полос в области их локализации при различных отношениях диаметра апертуры оптической системы и периода полос d/Λ_i (теоретические кривые и экспериментальные данные): а - $d/\Lambda_i = 1.67$; б - $d/\Lambda_i = 3.33$.

Если угловая апертура оптической системы больше угловой апертуры источника $\theta < \theta_a$, то площадка пространственной когерентности разрешается этой системой и протяженность области локализации интерференционных полос определяется степенью пространственной когерентности света в области зеркал интерферометра с соответствующим коэффициентом продольного увеличения оптической системы.

Кратко проанализируем эффект локализации интерференционных полос на бесконечности - в задней фокальной плоскости линзы, формирующихся при отражении света протяженного источника от плоскопараллельного слоя [1,2]. Вне этой плоскости контраст полос уменьшается, и на некотором расстоянии от фокальной плоскости они исчезают. Понятно, что и в этом случае эффект исчезновения полос обусловлен нарушением взаимной когерентности интерферирующих волн. Временная когерентность света не нарушается, поскольку для наблюдения полос в фокальной плоскости максимальная разность хода между волнами должна быть меньше длины когерентности, $\Delta = 2nh < l_c$, где nh - оптическая толщина слоя, и это условие не нарушается вне фокальной плоскости. Следовательно, проявляется ограниченность пространственной когерентности. При наклонном падении освещающего пучка на плоскопараллельный слой

образуется и поперечный $\Delta r_{\perp}$, и продольный $\Delta r_{\parallel}$ сдвиги отраженных полей и поэтому проявляется и продольная, и поперечная пространственная когерентность света. При нормальном падении по оптической оси системы при наблюдении кольцевых полос имеет место преимущественно продольный сдвиг и, соответственно, в основном проявляется продольная пространственная когерентность света.

Используя дифракционные интегральные преобразования, можно показать, что продольный сдвиг в пространстве слоя равен $\sim 2h/n$ (отметим, что при этом разность хода равна $2hn$). В пространстве за линзой этот сдвиг уменьшается и исчезает в задней фокальной плоскости. Полосы наблюдаются в пределах области, где $\Delta r_{\parallel} < \rho_{\parallel} \approx 8\bar{\lambda}/\theta^2$, здесь $\rho_{\parallel}$ - продольный радиус пространственной когерентности, θ - эффективный угловой размер источника света для задней фокальной плоскости линзы и ее окрестностей. Отсутствие сдвига полей в задней фокальной плоскости, в частности, следует из свойства инвариантности фурье-преобразования к продольному и поперечному сдвигу исходного поля [16].

Таким образом, учет взаимного пространственного сдвига интерферирующих полей, возникающий в различных интерференционных системах с амплитудным делением исходного светового поля позволяет непосредственным образом связать контраст наблюдаемых интерференционных полос со степенью пространственной когерентности света. В общем случае анализ взаимного смещения полей может оказаться весьма сложным, однако в схемах с оптическим клином этот анализ достаточно прост и позволяет наглядным образом продемонстрировать влияние пространственной когерентности в интерференционном эксперименте. Наиболее подходящим для такого демонстрационного эксперимента может служить интерферометр Майкельсона, настройка которого по схеме рис.2 и его обслуживание не является такой уж сложной задачей, как обычно утверждается в учебной литературе. Наш интерферометр позволяет получать стабильную интерференционную картину без всякой специальной виброзащиты и демонстрировать ее в большой лекционной аудитории. Интерферометр имеет сравнительно малые габариты *300x200x100 мм*^{3}, обладает хорошей светосилой, достаточной для формирования интерференционной картины диаметром $\approx 0,5$ *м* в белом свете проектора *"Пеленг 500 АФ"*. На основе такого интерферометра можно поставить лабораторную работу по изучению влияния эффектов проявления временной и пространственной когерентности света, определения ширины спектрального контура излучения, изучения зависимости глубины области локализации полос от параметров пространственной когерентности света.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 00-15-96667, Программа «Ведущие научные школы РФ», и гранта № REC-006 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. Издание 5-е. - М.: Наука, 1976. - 928 с.
3. Дитчберн Р. Физическая оптика. – М.: Наука, 1965. – 631 с.
4. Матвеев А.Н. Оптика. - М.: Высшая школа, 1985. - 351 с.
5. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998. - 656 с.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. - М.: Наука, 1976. - 752 с.
7. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. - М.: Высшая школа, 1995. - 463 с.
8. Бутиков Е.И. Оптика. - М.: Высшая школа, 1986. - 512 с.
9. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. - М.: Наука, 1978. - 480 с.

10.Поль Р.В. Оптика и атомная физика. – М.: Наука, 1966. - 552 с.
11. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский Б.И. Введение в статическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля /Под ред. С.М. Рытова - М.: Наука, 1978. - 464 с.
12. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. - М.: Наука, 1981. - 640 с.
13. Гудмен Дж. Статистическая оптика. - М.: Мир, 1988. - 528 с.
14. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики - М.: Наука, 1971. - 616 с.
15. Москалев В.А. Теоретические основы оптико-физических исследований. - Л.: Машиностроение, 1987. - 318 с.
16.Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. Пер. с англ. - М.: Мир, 1970. - 364 с.